$$\omega_R = ck\{1 - i\Gamma(ak)^3\}$$

を得る。c は η_C に比例し，Γ は η_C^2 に反比例する。a は母金属の格子定数。但しここでの damping 項はスピン配位のランダム性から生じたもので，スピン波間の相互作用などは含まれていない。この場合，2. の ρ_S は相関の程度 η_C と，その相関の及ぶ範囲の積で与えられる。

参 考 文 献

1) L. R. Walker and R. E. Walstedt, Phys. Rev. Lett. **38**, 514 (1977).
2) W. Y. Ching et al., Phys. Rev. Lett. **39**, 729 (1977).
3) B. I. Halperin and W. M. Saslow, Phys. Rev. **B16**, 2154 (1977).
4) D. Sherrington, J. Phys. **C10**, L7 (1977).

ランダム球形モデルのダイナミックス

東工大　理　　上　野　陽太郎

最近，Kinzel と Fischer[1] は Serrington と Kirkpatrick[2] が扱ったモデル（Ising，無限距離相互作用）のダイナミックスを論じている。その中で使った近似は self-consistent ではないので結果の信頼性に問題がある。彼等の近似は球形モデルでは正しくなる。無限距離相互作用の球形モデルの静的問題はすでに Koseterlitz ら[3] によって厳密に解かれている。また純粋系では Suzuki の仕事がある[4]。

我々は Glauber モデルで考え，更に遷移時におけるスピンの変化が無限小の極限をとった。$T > T_C$ のみを論ずる。

ハミルトニアンを

$$\beta H = \mu \sum S_i^2 - \beta \sum J_{ij} S_i S_j$$

相互作用 J_{ij} を対角化した固有ベクトルと固有値を $|q_\lambda>$, J_λ とすれば，基本方程式は，

$$\tau \partial G_\lambda / \partial t = -(2\mu - \beta J_\lambda) G_\lambda + 1$$

$$2\tau \partial < q_\lambda > / \partial t = -(2\mu - \beta J_\lambda) < q_\lambda >$$

$$2\mu(t) = 1 + \beta / N \cdot \sum_\lambda J_\lambda G_\lambda$$

ただし，$G_\lambda \equiv < q_\lambda^2 >$。

$\sigma = \tilde{J} / \sqrt{N}$ の幅をもつ対称ガウス分布ではすでに得られている固有値の分布を使うと

$$2\mu(t = \infty) \equiv 2\mu_0 = 1 + (\beta\tilde{J})^2$$

熱平衡における相関関数 G_λ^0 は

$$G_\lambda^0 = (1 + (\beta\tilde{J})^2 - \beta J_\lambda)^{-1}$$

これは最大固有値 $J_0 \equiv 2\tilde{J}$ に対し

$$G_0^0 = (1 - \beta\tilde{J})^{-2}$$

となり，$T_C = \tilde{J}$，$\gamma = 2$ は Kosterlitz の解と一致する。$\chi(\omega)$ については

$$\chi(\omega) = \frac{T}{2T_f^2}\{ A(\omega) - \sqrt{A(\omega)^2 - 4(T_f/T)^2} \}$$

$A(\omega) \equiv 1 + (T_f/T)^2 - 2i\omega\tau$。$\chi(0) = 1/kT$ は厳密である。 Kinzel らとの違いは μ_0 の温度依存性と γ の値にあるが，$\chi(\omega)/\chi(0)$ は定性的には変りないようだ。

参 考 文 献

1) Preprint.

2) Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1792.

3) Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1217.

4) Phys. Lett. **43A** (1973) 245, Tomita : Prog. Theor. Phys. **59** (1978) 1116.